

УДК 535.317.2:317.6

РЕНТГЕНОВСКАЯ ФОКУСИРУЮЩАЯ ОПТИКА КИРКПАТРИКА–БАЕЗА И ВОЛЬТЕРА (ОБЗОР)

© 2019 г. В. В. Лидер*, **

*Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова
ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН, Ленинский проспект, д. 59, 119333 Москва, Россия*

**E-mail: lider@ns.crys.ras.ru*

***E-mail: vallider@yandex.ru*

Поступила в редакцию 17.01.2019 г.

После доработки 05.02.2019 г.

Принята к публикации 08.02.2019 г.

Рассматриваются принцип работы, отличительные особенности и возможности использования фокусирующей рентгеновской оптики Киркпатрика–Баеза и Вольтера. Описываются различные оптические схемы оптики Киркпатрика–Баеза (классическая, конфокальная, усовершенствованная) и различная компоновка зеркал Вольтера (“вложенная”, коническая, пористая). Рассматриваются возможности и способы устранения оптических аберраций. Особое внимание уделяется использованию фокусирующей оптики в рентгеновских микроскопах полного поля зрения и рентгеновских телескопах.

Ключевые слова: рентгеновские лучи, рентгеновская оптика, рентгеновские зеркала, форма поверхности, фокусировка, аберрации.

DOI: 10.1134/S0207352819080092

ВВЕДЕНИЕ

Рентгеновский микропучок – это новый инструмент характеристики вещества с широкими возможностями: от материаловедения и биомедицины до науки об окружающей среде и астрофизики [1]. Исторически сложилось так, что наномасштабная фокусировка рентгеновских лучей основана на совершенно разных и независимых концепциях, использующих дифракционную, преломляющую или отражающую оптику, представленную зонной пластинкой Френеля [2], составной преломляющей линзой [3] или изогнутыми фокусирующими зеркалами [4].

Однако эффективность фокусировки зонных пластинок Френеля обычно не превышает 40%. Рефракционная оптика “страдает” от большого фокусного расстояния. Несмотря на то, что это ограничение можно преодолеть, используя составные преломляющие параболические линзы, поглощение рентгеновских лучей в материале линзы устанавливает ограничения на размер фокусного пятна и коэффициент увеличения. Недостатком составных преломляющих линз является хроматическая аберрация, они непригодны для спектроскопических применений, которые обычно требуют широкой спектральной полосы пропускания или перестройки энергии рентгеновских лучей в процессе эксперимента.

Так как отражательная оптика является ахроматической в большом диапазоне значений энер-

гии и сохраняет эффективность, близкую к единице даже при высоких энергиях рентгеновских лучей, ее следует признать наиболее перспективным способом фокусировки рентгеновских лучей при условии, что угол скольжения лучей меньше критического угла полного внешнего отражения (ПВО).

СФЕРИЧЕСКОЕ ЗЕРКАЛО. АБЕРРАЦИИ

Любую фокусировку рентгеновских лучей можно осуществить лишь с помощью изогнутой отражающей поверхности. При падении, близком к нормальному, для формирования изображения точечного объекта хорошего качества на оптической оси может быть использовано вогнутое сферическое зеркало. Но при переходе к скользящему падению, когда объект удаляется от оптической оси, ситуация меняется, и аберрации возрастают. Аберрации (сферическая, кома, астигматизм, кривизна фокальной поверхности) приводят к искажению изображения точки и его трансформации в некоторую фигуру рассеяния, что снижает четкость и нарушает подобие изображения предмета [4].

Основным назначением оптической системы рентгеновской визуализации является формирование изображений с разрешением на уровне дифракционного предела D_{diff} [4]:

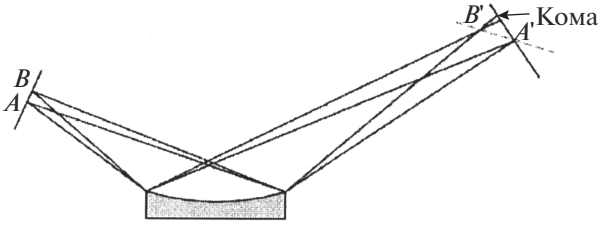


Рис. 1. Формирование aberrаций кома и наклона фокальной поверхности при получении изображения с помощью сферического (цилиндрического) зеркала: AB – объект исследования; $A'B'$ – его изображение в фокальной плоскости (пунктирная линия) [6].

$$D_{\text{diff}} = \lambda/2\sin(\theta_a/2), \quad (1)$$

где θ_a – наибольший апертурный угол между лучами, формирующими изображение, λ – длина волны излучения.

Наибольший апертурный угол для фокусирующего элемента при скользящем падении равен $2\theta_c$, где θ_c – критический угол ПВО:

$$\theta_c = \delta^{1/2}, \quad (2)$$

$$\delta = N_0 Z r_e \rho \lambda^2 / 2A\pi. \quad (3)$$

Здесь δ – декремент показателя преломления n ($n = 1 - \delta$), N_0 – число Авогадро, r_e – классический радиус электрона, Z и A – соответственно, атомное число и масса, ρ – плотность материала зеркала. Для тяжелых элементов с $Z/A \approx 0.5$

$$\theta_c [\text{град}] \approx (1.6 \times 10^{-2}) \lambda \rho^{1/2}, \quad (4)$$

где ρ [г/см³] – плотность материала зеркала, λ [нм] – длина волны рентгеновского излучения.

Таким образом, критический угол примерно равен 1° при $\lambda \sim 1 \text{ \AA}$ и пропорционален $\rho^{1/2}/E$, где E – энергия рентгеновских лучей. Поэтому максимально возможное разрешение дается формулой:

$$(D_{\text{diff}})_{\text{max}} = \lambda/2\sin\theta_c. \quad (5)$$

Однако для сферического и цилиндрического зеркал разрешение D будет определяться в основном величинами aberrаций D_{ab} [5]:

$$D = (D_{\text{diff}}^2 + D_{ab}^2)^{1/2}, \quad (6)$$

$$D_{ab} = (3M + 7)L^2 / (2M + 2)R + SL/R\sin\theta, \quad (7)$$

$$1/p + 1/q = 2/R\sin\theta = 1/f, \quad (8)$$

где L – размер области зеркала вдоль оптической оси, освещаемой рентгеновскими лучами, S – размер поля зрения, p – расстояние от объекта до центра зеркала, q – расстояние от центра зеркала до плоскости изображения, M – увеличение зер-

кала ($M = q/p$), R – радиус кривизны зеркала в меридиональной плоскости, θ – угол скольжения, f – фокусное расстояние. Первое слагаемое в правой части (7) учитывает первичную осевую сферическую aberrацию, второй член – наклон фокальной поверхности (рис. 1).

Чтобы уменьшить aberrации при использовании сферических зеркал, следует работать при больших углах скольжения и с малыми апертурами. Для выполнения первого условия при изготовлении зеркала нужно использовать материал, обеспечивающий большой критический угол, а т.к. декремент показателя преломления пропорционален электронной плотности (формула (4)), это означает применение тяжелых металлов: золота, платины, иридия. Уменьшение апертуры для снижения сферической aberrации и кома приводит к уменьшению собираемого зеркалом количества фотонов и ухудшению дифракционного предела разрешающей способности [4].

Полностью устранить сферическую aberrацию можно, используя параболическое (эллиптическое) зеркало [7]. Однако от изгиба фокальной поверхности, приводящей к уменьшению поля зрения, избавиться невозможно. Методы улучшения качества изображения включают создание отражающих поверхностей с малыми отклонениями от параболической формы, дающих возможность уменьшить деформацию фокальной плоскости за счет небольшого увеличения сферической aberrации. Подробные расчеты показывают, что оптимальный отражатель должен иметь поверхность третьего [7] или четвертого [8] порядка. Но кома не может быть исправлена при отражении рентгеновских лучей от одной поверхности какой-либо формы. Кроме того, по мере того как форма поверхности становится все более сложной, допуски точности ее изготовления становятся все более строгими, и такие зеркала создать значительно труднее. По этим причинам в реальных системах скользящего падения для уменьшения aberrаций используются комбинации зеркал. Составные системы, в которых излучение отражается от двух и более сферических или асферических поверхностей, делятся на два типа. К первому типу относятся отражатели, меридиальные плоскости которых взаимно перпендикулярны (скрещены) – это системы Киркпатрика–Баеза. В отражателях второго типа, известных как системы Вольтера, используются комбинации коаксиальных и конфокальных конических сечений [4].

ОПТИКА КИРКПАТРИКА–БАЕЗА

Классическая оптика. Хорошо известно, что астигматизм при зеркальном отражении полностью устраняется системой со скрещенными зеркалами, в которой каждое зеркало исправляет астигматизм другого. Поскольку простым спосо-

бом коррекции сферической aberrации является использование асферических зеркал [9], наиболее перспективной зеркальной системой ПВО для рентгеновской микрофокусировки следует считать систему скрещенных асферических зеркал (конфигурацию Киркпатрика–Баеза [10]) [11].

Отражающие поверхности зеркал могут иметь форму параболического цилиндра в случае коллимирующей оптики или эллиптического цилиндра в случае фокусирующей оптики. Простейшая фокусирующая система Киркпатрика–Баеза показана на рис. 2а. Она состоит из двух цилиндрических зеркал с одинаковыми радиусами кривизны и формирует действительное точечное изображение точечного объекта, а следовательно, действительное протяженное изображение протяженного объекта. Таким образом, она исправляет астигматизм.

Но такая простая система обладает недостатком – анаморфизмом. Расстояние между зеркалами является причиной разного увеличения в двух взаимно перпендикулярных направлениях, что может привести к искажениям изображения. Устранить это явление можно несколькими способами, например, небольшим изменением угла скольжения (уравнение (8)) или расчетом оптимальных радиусов кривизны зеркал [12].

Конфокальная оптика. Оптическая схема с двумя зеркалами “бок о бок”, называемая также конфокальной, была предложена Тхатхачари [13] в 1953 г. и позже рассмотрена Монтеlem в 1957 г. [14]. Эта схема кардинально устраняет анаморфизм. В ней (рис. 2б) рентгеновские лучи освещают обе поверхности одновременно. В отличие от “последовательной” компоновки, в которой рабочая зона обычно находится посередине зеркал, рабочая зона в конфокальной схеме расположена вдоль пересечения двух зеркал. Первое и второе отражения происходят в каждом зеркале [15]. Эта геометрия имеет четыре важные преимущества для высокоточной фокусировки: зеркальная система более компактна, что позволяет увеличить рабочее расстояние до образца; фокусное расстояние зеркал гораздо короче, чем первого зеркала классической системы Киркпатрика–Баеза, что дает большее геометрическое увеличение; зеркала можно легко юстировать, что имеет решающее значение для лучшей фокусировки; в результате увеличения приемного угла может быть собрано больше фотонов, что позволяет увеличить поток и/или снизить дифракционный предел разрешения одновременно [16].

Однако такая система имеет существенный недостаток: из-за симметрии в ней появляется специфический тип aberrации, что накладывает определенные ограничения на ее применение. После отражений от двух перпендикулярных вложенных зеркал пучок разделяется на два непараллельных пучка. Этот эффект обусловлен разницей в оптических путях лучей, которые отража-



Рис. 2. Схема классической (а) и конфокальной (б) оптических систем Киркпатрика–Баеза.

ются первоначально разными зеркалами. В [17] было показано, что в случае правильной взаимной ориентации зеркал они не должны быть строго перпендикулярны друг к другу, как предполагалось ранее.

Изготовление зеркал. Ошибки формы эллиптической поверхности вызывают фокальные aberrации и остаются основным барьером для изготовления зеркал Киркпатрика–Баеза. Требуемая точность изготовления возрастает с уменьшением длины волны рентгеновского излучения. Четвертьволновое правило Рэлея [18] утверждает, что если искажение волнового фронта превышает четверть длины волны, профиль сфокусированного рентгеновского пучка будет значительно искажен. Согласно этому критерию требуется, чтобы ошибка формы не превышала $\lambda/8\theta$, т.е., как правило, была меньше 1 нм [19]. До недавнего времени такое высокое качество было возможно только для сферических или плоских зеркал, но не для эллиптических форм их поверхности. Тем не менее, субмикронные размеры фокуса были получены за счет управляемого механического изгиба плоской подложки [8, 20–22]. Желаемая эллиптическая поверхность создается контролируемым изгибом плоского зеркала при приложении пары противоположных сил. Если зеркало рассматривается как плоскопараллельная пластина (равномерное прямоугольное сечение), а силы равны, зеркало приобретает форму цилиндра (полином второго порядка). Если две концевые силы различны, поверхность зеркала принимает форму, описываемую полиномом третьего порядка, которая наиболее близка к требуемому эллипсу. Чтобы устранить оставшиеся ошибки формы, можно изготовить зеркало, ширина которого изменяется по его длине [8, 23]. Таким образом, момент инерции поперечного сечения зеркала изменяется по его длине, и это в принципе позволяет зеркалу быть изогнутым до точной формы эллипса. На практике исходное зеркало не совсем ровное, и изменение его толщины по длине и антиклассический изгиб скажутся на том, насколько близко к эллиптической форме будет изогнута пластина [24]. Благодаря таким методам легче изготовить зеркало высокого качества, но за счет значительно более сложного оптико-механического манипулирования [25]. Но изгибные устройства громоздки, и с их помощью трудно достичь дифракционно-лимитированной фокусировки.

Монолитные зеркала Киркпатрика–Баеза использовать было бы намного проще, если бы можно было получить желаемый эллиптический профиль поверхности. Один из способов получения монолитных эллиптических зеркал заключается в непосредственной полировке поверхности зеркала до эллиптического профиля, что, как правило, очень сложно сделать, используя стандартные химико-механические методы полировки из-за высоких требований к ошибкам формы и среднеквадратичной шероховатости поверхности. Был предложен новый метод микрообработки, который сочетает в себе плазменную химическую обработку испарением [26–28] и эластичную эмиссионную обработку с цифровым управлением [29, 30] и который может обеспечить нужную форму зеркальной поверхности с точностью до 1 нм в тех случаях, когда толщина слоя, подлежащая удалению, известна с требуемой степенью точности [31, 32]. Этот метод не приводит к механическому повреждению обрабатываемых поверхностей из-за механизма их удаления, основанного на химических реакциях. Изготовленные зеркала, имеющие точность формы от 2 нм, обеспечивают идеальную фокусировку в области жесткого рентгеновского излучения. Например, размер фокуса составил 36×48 нм при энергии лучей 15 кэВ [11].

Также была разработана технология профильного покрытия для преобразования цилиндрических и плоских подложек в точные эллиптические зеркала [1, 33, 34]. С ее помощью можно создавать зеркала Киркпатрика–Баеза с субнанометровыми ошибками формы только за два прохода профильных покрытий. Фокусировка в пятно размером 85×95 нм была продемонстрирована на пучке синхротронного излучения [34]. При создании требуемого профиля покрытия [33] используется апертурная маска в системе магнетронного распыления постоянного тока с простым линейным движением подложек. Зеркальные подложки перемещаются перпендикулярно плоскости рассеяния. Толщина покрытия в каждом положении подложки пропорциональна ширине раскрытия контура маски. В качестве основного материала покрытия успешно использовались Au и Pt с буферным слоем Cr толщиной 50 нм для повышения адгезии между кремниевой подложкой и благородным металлом. Очень точные эллиптические зеркала Киркпатрика–Баеза с субнанометровой среднеквадратичной ошибкой формы могут быть получены с основным профилем и с последующим нанесением корректирующего профиля [35].

Метрология является важным инструментом для определения конечной точности изготовления поверхности зеркал. Существуют различные методы поверхностного тестирования. Их можно разделить на два типа: методы с использованием оптических интерферометров [36, 37] и методы дефлектометрии [38, 39]. Заметим, что методы из-

мерения требуют более высокой точности, чем методы обработки.

Многослойная оптика. Система зеркал Киркпатрика–Баезе используется также в многослойном варианте. Многослойное покрытие получают путем распыления чередующихся слоев материалов с низкой и высокой плотностью с определенной периодичностью. Подобно кристаллам, многослойная структура отражает рентгеновские лучи, падающие на нее под углом скольжения θ , для которого соблюдается закон Брэгга. Чтобы сфокусировать источник на образце, поверхности зеркала необходимо придать форму стигматического эллипса, что приводит к переменному углу θ вдоль его длины. Для выполнения закона Брэгга в каждой точке период многослойной структуры d должен стать переменной, соответствующей латеральному градиенту [40]. Брэгговский угол многослойной структуры может быть в несколько раз больше, чем критический угол ПВО зеркал, что приводит к уменьшению aberrаций и дифракционно-лимитированному размеру фокусного пятна [35]. При использовании многослойного покрытия оптическая система Киркпатрика–Баеза обладает высоким пространственным разрешением, высокой эффективностью фокусировки рентгеновских лучей [15, 41–44]. Например, в [45] рентгеновский пучок с энергией $E = 20.5$ кэВ был эффективно сфокусирован до размера пятна 90×90 нм с помощью системы отражающих зеркал Киркпатрика–Баезе. Первое зеркало, покрытое многослойной структурой с латеральным градиентом, играет роль как вертикально фокусирующего устройства, так и монохроматора, что приводит к очень высокому потоку фотонов и средней монохроматичности $\Delta E/E \sim 10^{-2}$. Многослойное покрытие состоит из 30 слоев W/V_4C с периодом 4.7 нм в центре зеркала.

Применение оптики. Оптика Киркпатрика–Баеза нашла широкое применение в лабораториях, на источниках синхротронного излучения и в космосе, продемонстрировав свою эффективность и преимущества [46].

Конденсоры. Зеркала Киркпатрика–Баеза применяются в качестве конденсоров для формирования рентгеновского микрозонда, который успешно использовался для освещения отдельных частиц, кластеров и биомолекул импульсами лазера на свободных электронах [47, 48], для фемтосекундной кристаллографии [47], рентгеновской томографии [49, 50], рентгеновской дифрактометрии [51–53], рентгеновской сканирующей флуоресцентной микроскопии [54–57].

Профиль сфокусированного пучка обычно сопровождается побочными максимумами в дополнение к основному максимуму. Пространственно расширенный характер сфокусированного освещения из-за побочных максимумов снижает практически доступное разрешение изображений

в сканирующей рентгеновской флуоресцентной микроскопии. В [58] описывается аподизированное рентгеновское освещение образца с использованием двухступенчатой зеркальной системы Киркпатрика–Баеза. Для подавления интенсивности побочных максимумов сфокусированного пучка на задней фокальной плоскости первой зеркальной системы помещается аподизирующая диафрагма. Изображение профиля пучка в первой фокальной плоскости затем формируется на задней фокальной плоскости второй зеркальной системой Киркпатрика–Баезе. Сформированное таким образом аподизированное освещение использовалось для улучшения качества изображения сканирующей рентгеновской флуоресцентной микроскопии.

Промежуточный фокус может использоваться для формирования фокусного пятна очень малого размера. Авторы [59, 60] использовали первую пару зеркал Киркпатрика–Баеза для фокусировки импульса лазера на свободных электронах с энергией 9.9 кэВ в пятно небольшого размера 3.6×3.2 мкм. Затем вторая пара зеркал фокусировала пучок в пятно меньшего размера 30×55 нм. В [61] фокусное пятно площадью 400×200 нм², сформированное эллиптическими зеркалами, “сжималось” с помощью зонной пластинки Френеля до размера ~ 5 нм (!).

Микроскоп полного поля зрения. Рентгеновская визуализация является важным компонентом диагностики лазерной плазмы. Современные методы включают визуализацию с помощью микроскопии полного поля зрения, в которой отражающей оптикой отводится роль объектива, увеличивающего изображение освещаемой рентгеновскими лучами области образца [62]. На протяжении многих лет рентгеновские микроскопы полного поля зрения развивались в направлении более высокого пространственного разрешения, большего поля зрения и многоканальной интеграции. Многоканальные микроскопы, использующие оптику Киркпатрика–Баезе, обеспечивают приемлемые условия для изучения временной эволюции лазерной плазмы, когда они объединены с кадрируемыми полосными камерами [63–65].

В [66, 67] предложен мультиспектральный рентгенографический подход с временным разрешением с использованием новой версии многоканального микроскопа Киркпатрика–Баезе. Микроскоп задействовал вертикальное зеркало ПВО и массив горизонтальных многослойных зеркал для получения нескольких отдельных квазимонохроматических рентгеновских изображений высокого разрешения. Отклик на энергетические полосы рентгеновского излучения обеспечивался с помощью многослойного покрытия зеркал M_1 – M_4 (рис. 3). Многослойные покрытия зеркал M_1 – M_4 включали верхние бислои Cr/C и нижние бислои $\text{W/V}_4\text{C}$, работавшие при энергии 2.5–4.0 и 8.05 кэВ соответственно.

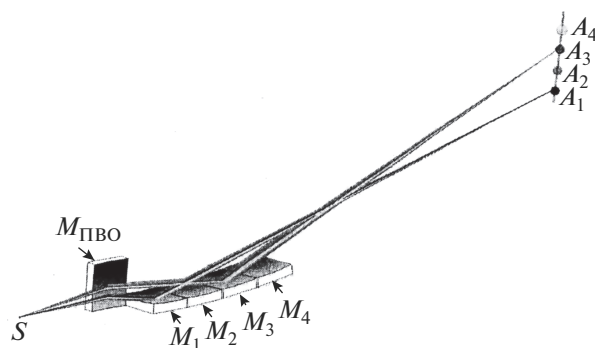


Рис. 3. Схема мультиспектрального рентгеновского микроскопа. Зеркало $M_{\text{ПВО}}$ отражает рентгеновские лучи в одном направлении для всех каналов. Каждый канал использует одно из многослойных зеркал M_1, \dots, M_4 для выбора энергии излучения и формирования изображений A_1, \dots, A_4 [67].

Разработка микроскопов с несколькими изображениями — один из приоритетов исследований рентгеновской оптики в течение нескольких последних десятилетий. Такие микроскопы были разработаны и применены для получения стробированных монохроматических изображений [68] и изображений с высоким разрешением [69]. Были изготовлены четырехканальные [70] и восьмиканальные [71–73] микроскопы. Микроскоп с восемью каналами состоит из шести пар сферических зеркал (рис. 4) и формирует восемь изображений лазерно-плазменного рентгеновского излучения [71]. Каждое изображение создается в результате двух последовательных отражений от пары зеркал Киркпатрика–Баезе. Каждое зеркало участвует в формировании двух из восьми изображений, но используются разные области его поверхности. Отражающие поверхности зеркал с радиусом кривизны $R = 47 \pm 0.1$ м (с полезной площадью 16×32 мм²) были покрыты пленкой Pt толщиной 500 Å. Условия визуализации для каждой зеркальной пары несколько отличаются друг от друга из-за различий в расстояниях между объектом и фокальной плоскостью [73].

В 2004 г. Маршалл предложил схему 16-канального микроскопа [68], объектив которого состоял из 16 пар вогнутых зеркал, расположенных по кругу. Равномерное распределение зеркал в сочетании с круговой конструкцией кадрирующей камеры дало возможность создать круговые наборы из 16 изображений с временным разрешением ~ 80 пс в диапазоне энергии от 1.5 до 7 кэВ. Впоследствии эта схема была модифицирована в модуль, состоящий из шести пар зеркал Киркпатрика–Баезе и фиксирующий изображения на прямоугольных полосах высокоскоростной кадрирующей камеры [5, 74, 75]. Так, 16-канальный микроскоп позволил получить изображения рентгеновского излучения, генерируемого лазерной плазмой, с пространственным разрешением

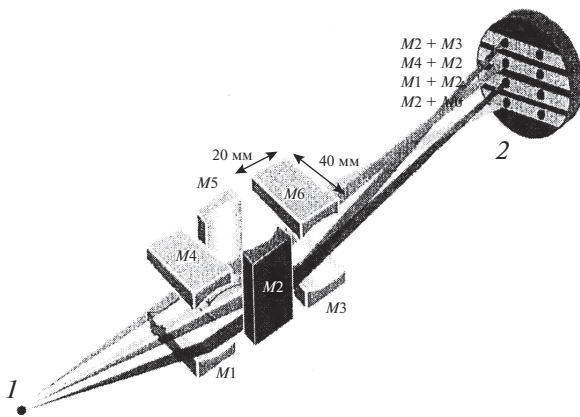


Рис. 4. Схематическое изображение восьмиканального микроскопа: 1 – источник лазерной плазмы; 2 – кадрируемая камера; отраженные зеркалами M_i и M_j рентгеновские лучи образуют изображения $M_i + M_j$ (показаны некоторые лучи для иллюстрации сочетания зеркал) [71].

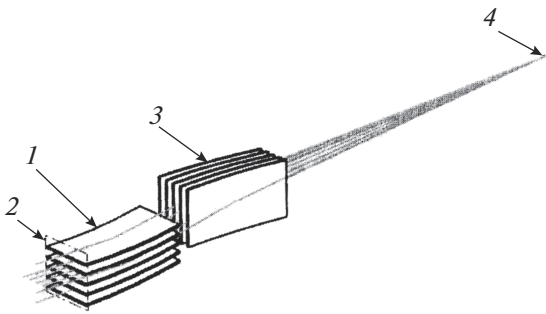


Рис. 5. Принципиальная схема сегментированной оптической системы Киркпатрика–Баезе: 1, 3 – зеркальные модули; 2 – приемная поверхность [46].

6 мкм, временным разрешением 30 пс в поле зрения ~ 400 мкм в энергетическом интервале от 2 до 8 кэВ [74]. Достигнутые беспрецедентные временные и пространственные разрешения этого многоканального микроскопа позволили точно определить криогенный размер и форму выброса ядра имплозии на пике стагнации.

Телескопы. Из-за большой удаленности астрономических объектов интенсивность излучения на входе рентгеновского телескопа, предназначенного для сканирования неба, как правило, чрезвычайно мала. Поэтому для астрофизических применений с целью увеличения площади сбора рентгеновских лучей используется сегментированная оптическая система Киркпатрика–Баезе, состоящая из двух скрещенных модулей, каждый из которых представляет собой стопку тонких параболических зеркал (рис. 5). Параболическая форма зеркальной поверхности выбирается благодаря ее свойству фокусировать параксиальный

(слабо расходящийся) пучок рентгеновских лучей без сферической аберрации.

О первой попытке создания астрономического модуля Киркпатрика–Баезе было сообщено в [76]. Авторы построили тестовый модуль, который состоял из 94 кремниевых пластин диаметром 150 мм и толщиной 0.72 мм. Оптический модуль обеспечивает хороший компромисс между большой приемной апертурой, хорошим угловым разрешением, большим полем зрения, низкой стоимостью и легкостью изготовления. Основные преимущества геометрии Киркпатрика–Баезе состоят в том, что все отражатели идентичны, и каждый отражатель функционирует независимо. Проблема создания хорошего зеркала сводится к двум задачам: массовому производству тонких, легких и жестких пластин, а также формированию соответствующей параболической кривизны для каждой пластины [77]. Сегментация зеркальных поверхностей чрезвычайно важна не только для производства зеркальных пластин, но и для поддержания массы больших телескопов в разумных пределах [78], т.е. отражательные сегменты модулей Киркпатрика–Баезе должны быть тонкими и легкими [79]. Недавние успехи в создании кремниевых и стеклянных пластин [80, 81] делают сегментированную оптику Киркпатрика–Баезе перспективной для оснащения ею современных рентгеновских телескопов [82, 83].

ОПТИКА ВОЛЬТЕРА

Недостатком зеркал Киркпатрика–Баезе является аберрация кома, которая уменьшает разрешение и поле зрения (формула (7)). Оптика, свободная от комы, может быть получена, если во всех точках отражающей поверхности выполняется условие синусов Аббе [84]. Условие Аббе требует, чтобы отношение синусов углов между оптической осью и лучом до (α_0) и после отражения (α_i) оставалось постоянным ($\sin \alpha_0 / \sin \alpha_i = \text{const}$). Это условие не соблюдается при однократном отражении от зеркала, так как по мере увеличения (уменьшения) угла α_0 угол α_i уменьшается (увеличивается) при любой форме отражающей поверхности [4]. Таким образом, строго говоря, оптическая система Киркпатрика–Баезе фактически является конденсором, а не объективом.

Решение этой проблемы пришло в 1952 г., когда Вольтер показал, что условие Аббе может быть приблизительно удовлетворено при двойном последовательном отражении рентгеновских лучей от двух зеркал различной кривизны [85]. Он проанализировал зеркала, поверхности которых являются поверхностями вращения, т.е. параболоидами, гиперболоидами и эллипсоидами, и показал, что для достижения неискаженного аберрациями изображения в расширенном поле зрения лучи должны испытать два последовательных отражения на комбинации поверхностей парабо-

лоид–гиперболоид или параболоид–эллипсоид, расположенных в коаксиальной и конфокальной геометрии.

С помощью последовательных отражений от двух участков таких поверхностей могут быть получены изображения очень высокого качества. Вольтер предложил фокусирующие системы трех различных типов, которые стали известны как системы Вольтера I, II и III. В системе Вольтера I оба отражения происходят на внутренних поверхностях (рис. 6а), в то время как в системе Вольтер II первое отражение происходит на внутренней, а второе – на внешней поверхности (рис. 6б). В системе Вольтер III, наоборот, первое отражение – на внешней поверхности, а второе – на внутренней (рис. 6в). В каждой из трех систем Вольтера зеркала расположены в коаксиальной конфигурации и имеют общий фокус (F на рис. 6). Основное различие между тремя типами – отношение длины фокуса к общей длине системы, т.е. минимальной физической длине телескопа.

В таких системах полностью отсутствуют астигматизм и сферическая aberrация. Можно также показать, что условие синусов Аббе выполняется с достаточно хорошей точностью. Aberrацию кома можно полностью устранить в модифицированной системе Вольтера, скомпоновав две коаксиальные поверхности таким образом, чтобы в точности выполнить условие синусов Аббе. Эта задача впервые была рассмотрена Шварцшильдом для геометрии нормальной падения в 1905 г. [86]. Вольтер [87] применил этот метод к системам скользящего падения и рассмотрел малые отклонения от формы поверхностей второго порядка. Зеркальные профили могут быть описаны полиномами четвертой (или третьей) степени, и методы их оптимизации используются для увеличения углового разрешения [88].

Применение оптики Вольтера. Наиболее широко используется система Вольтера I, поскольку она имеет простейшую конфигурацию. Она предпочтительна в экспериментах, в которых критериями оптимизации являются максимально эффективная зона сбора рентгеновских лучей и большое поле зрения. Забегая вперед, отметим, что оптика Вольтера I дает возможность встраивания нескольких оптических элементов друг в друга, наподобие русской матрешки, тем самым увеличивая полезную площадь отражения. Это чрезвычайно важный аспект для конструирования телескопов, так как практически все источники космического рентгеновского излучения слабы, а максимальная светосила зеркальной системы имеет решающее значение.

Микроскопы. Зеркало Вольтера больше всего подходит для рентгеновского флуоресцентного микроскопа [89] (как сканирующего [90], так и полного поля зрения [91–95]), поскольку оно не имеет хроматической aberrации и, следовательно, применимо для визуализации с одновремен-

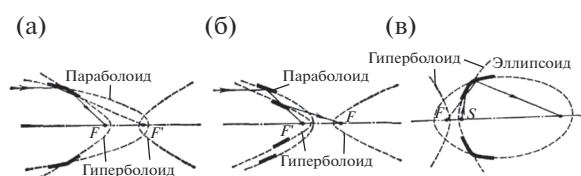


Рис. 6. Ход рентгеновских лучей в фокусирующих оптических системах Вольтера I (а), II (б) и III (в).

ным использованием нескольких характеристических спектральных линий. Кроме того, его эффективность сбора рентгеновских лучей превосходит на один или два порядка другие рентгенооптические фокусирующие элементы [95].

На рис. 7а показана схема флуоресцентного микроскопа полного поля зрения [91, 93]. Излучение (1) импульсного лазера Nd:YAG ($\lambda = 1.064$ мкм) фокусировалось на алюминиевую мишень (2) для получения рентгеновского излучения с длиной волны более 4 нм. Зеркало Вольтера I (3) использовалось как объектив, а тороидальное зеркало (4) – в качестве конденсора. Увеличение объектива составляло $20\times$.

Авторы [94, 95] создали микроскоп полного поля зрения без конденсора (рис. 7б), в котором исследуемый участок образца (2) освещался непосредственно коллимированным синхротронным пучком (1). Иногда в микроскопах полного поля зрения в качестве конденсоров используют зеркала Вольтера I [96–98]. Например, лабораторный рентгеновский микроскоп полного поля зрения был применен для томографии биологических объектов [98]. Для получения томограмм с пространственным разрешением не хуже чем 300 нм использовали ретрансляционную tandemную конфигурацию объектива (рис. 8). Рентгеновские лучи лазерной плазмы (2) создавали с помощью лазера Nd:YAG. Квасимонохроматическое рентгеновское излучение ($\lambda = 3.2$ нм) формировали при использовании танталовой мишени (3) и титанового фильтра (4). Образец (6) освещался рентгеновским пучком, сфокусированным конденсором (5) (зеркало Вольтера I) с увеличением $1/4$. Поскольку увеличение каждого объектива (7 и 9) составляло 32, общее увеличение в плоскости изображения было 1024.

Телескопы. Телескопы для рентгеновской астрономии обычно строят в геометрии Вольтера I, обеспечивающей, по крайней мере, теоретически, идеальные изображения источников, лежащих на оптической оси. Плотность потока фотонов в фокальном пятне может быть значительно увеличена по сравнению с одной отражающей поверхностью за счет использования многослойной (“вложенной”) конфокальной конфигурации системы Вольтера I (рис. 9) [99–104]. Например, в телескопах миссий ROSAT [105] и Чандра [99] использовались “вложенные” конфигурации

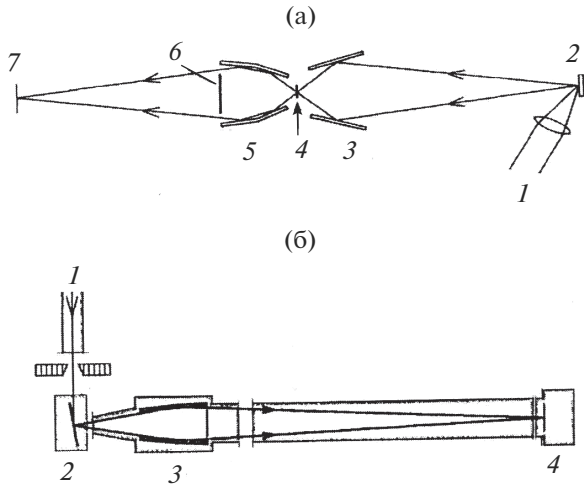


Рис. 7. Схема флуоресцентного микроскопа полного поля зрения: а – с конденсором (1 – излучение импульсного лазера, 2 – мишень, 3 – конденсор, 4 – образец, 5 – объектив (зеркало Вольтера I), 6 – заглушка, 7 – энергодисперсионный детектор флуоресцентного излучения) [91, 93]; б – без конденсора (1 – синхротронный пучок, 2 – образец, 3 – объектив (зеркало Вольтера I), 4 – детектор) [94].

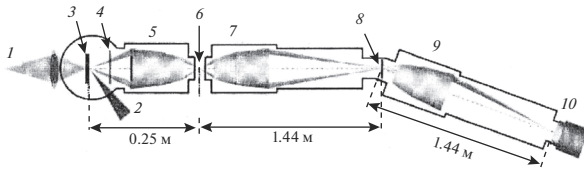


Рис. 8. Схематическое изображение рентгеновского микроскопа полного поля зрения с ретрансляционными тандемными зеркалами Вольтера: 1 – пучок видимого света; 2 – излучение лазера; 3 – мишень; 4 – фильтр; 5 – конденсор (зеркало Вольтера I); 6 – образец; 7 и 9 – объективы (зеркала Вольтера I); 8 – диафрагма; 10 – детектор [98].

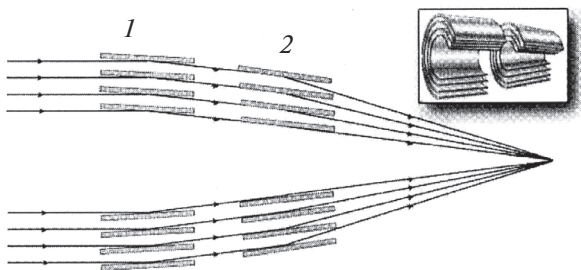


Рис. 9. Ход рентгеновских лучей в многослойном зеркале Вольтера I. При фокусировке лучи последовательно отражаются от параболической (1) и гиперболической (2) поверхностей каждой зеркальной оболочки. На вставке – схема оптического модуля телескопа [101].

с четырьмя оболочками, а в телескопе ХММ [106]) – 58 оболочек. Многослойная конфигурация обычно уменьшает внеосевую эффективность телескопа частично из-за разницы фокусных расстояний отдельных вложенных зеркал. Поэтому система требует тщательной юстировки и должна быть устойчивой при механических и тепловых нагрузках, что предъявляет высокие требования к используемым материалам.

Особенностью оптики Вольтера является потребность в высоком качестве полированной поверхности. Рентгеновские лучи имеют очень небольшую длину волны (менее 10 нм) и требуют малой шероховатости поверхности, чтобы избежать чрезмерного рассеяния. Неплохие результаты получены с использованием технологии прямой полировки зеркала [107]. Однако нелегко обрабатывать внутреннюю поверхность зеркала для одновременного достижения нанометровой шероховатости и хорошей формы. В частности, в случае, когда длина зеркала намного больше, чем диаметр, его производство может столкнуться с серьезными проблемами во время обработки поверхности. В этом случае применение метода репликации [108, 109] упрощает создание зеркала надлежащего качества.

Тонкие стеклянные фольги также считаются хорошими кандидатами для создания сегментированного рентгеновского телескопа. Тонкий лист стекла помещают на вогнутую форму и нагревают до точки отжига стекла, заставляя тонкий стеклянный лист деформироваться под действием собственного веса и принять форму гиперboloида или параболоида [110–112]. Покрытие тонких стекол иридием, золотом или платиной повышает отражательную способность рентгеновских зеркал [102].

Коническое приближение. Одним из основных параметров рентгеновского телескопа является его угловое разрешение. Высокое угловое разрешение стоит дорого: зеркала должны иметь точно изготовленную поверхность и жесткое крепление. Эти требования приводят к необходимости изготовления толстой подложки, большой массы и значительным затратам. Потребность в толстой подложке приводит к неэффективному использованию апертуры (т.е. к низкой пропускной способности) и, таким образом, к ограниченной чувствительности оптики. Для некоторых астрономических измерений высокая пропускная способность является предпочтительным фактором по сравнению с угловым разрешением. Для таких применений замена небольшого количества массивных, дорогих зеркальных оболочек большим количеством тонких недорогих оболочек с малой массой дает желаемое улучшение пропускной способности, но за счет высокого разрешения.

Высокий коэффициент заполнения (отношение используемой апертуры к общей апертуре)

достигается, когда толщина подложки мала по сравнению с зазором между соседними оболочками (в контрасте с толстыми оболочками для изображений с высоким разрешением). Поскольку акцент делается на низкой стоимости и высокой приемной поверхности в ущерб качеству изображения, параболические и гиперболические поверхности аппроксимируются усеченной конической поверхностью (“коническое приближение”). В случае больших фокальных соотношений (отношение фокусного расстояния к диаметру апертуры) коническое приближение вносит только размытие изображения. Степень упрощения при использовании этого приближения значительно перевешивает уменьшенную эффективность визуализации, которая в реальности может быть малой по сравнению с общим угловым разрешением зеркала.

Оптическая конструкция зеркал из фольги соответствует общему шаблону [113, 114]. Зеркальные оболочки вкладывают друг в друга, не оставляя радиального зазора между задней частью одной оболочки и передней частью следующей оболочки. Размер зазоров между зеркалами влияет на эффективную приемную площадь. При более слабом заполнении используется большая часть апертуры, но увеличенный интервал позволяет фотонам, которые подвергаются только однократному отражению (или вообще не отраженным), попасть на фокальную плоскость. При более плотном заполнении уменьшается количество не сфокусированных рентгеновских лучей, но также уменьшается эффективная приемная поверхность телескопа из-за собственного экранирования соседних оболочек [115].

Введение конического приближения значительно снижает требования к точности изготовления поверхности зеркал. Было опробовано большое количество материалов оболочек, но одним из лучших оказался алюминий. Он характеризуется низкой плотностью, правильным балансом между жесткостью и пластичностью, может быть получен в виде больших тонких рулонов или листов с глянцевой отделкой.

Для предотвращения попадания прямых и однократно отраженных лучей внутри телескопа на фокальную плоскость требуется большое количество внутренних и наружных перегородок [104]. Конструкция телескопа STAR-X основана на концепции метаоболочек [116–118]. Основными строительными блоками метаоболочек являются сегментированные конические зеркала Вольтера I. В этом подходе зеркальная сборка разделяется на множество секторов. Каждый сектор (метаоболочка) состоит из многих съюстированных и соединенных зеркальных сегментов (рис. 10).

Например, два оптических модуля проекта NuSTAR содержали 133 вложенных многослойных термически сформированных стеклянных оболочек в коническом приближении геометрии

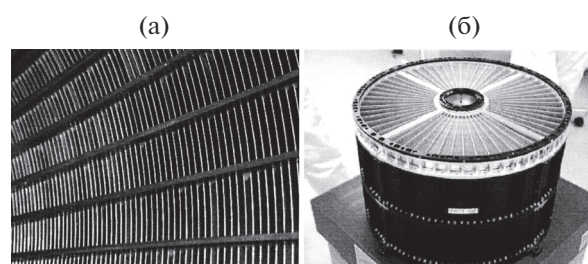


Рис. 10. Участок входной апертуры зеркала, построенного по принципу метаоболочек; среднее расстояние между оболочками составляет приблизительно 1 мм [117] (а). Один из четырех модулей телескопа на борту спутника Сузаку (б). Диаметр апертуры составляет 40 см, высота равна 22 см. Зеркало состоит из 168 вложенных алюминиевых оболочек и имеет массу 20 кг. Зеркальные оболочки чрезвычайно тонкие (0.152 мм), длина каждой 12 см [116].

Вольтера I, и состояли из азимутальных 60-градусных сегментов. Внутренние 89 оболочек были покрыты многослойной структурой Pt/C, которая эффективно отражает рентгеновские лучи с энергией ниже K -края поглощения Pt ($E = 78.4$ кэВ), а наружные 44 оболочки — градиентной многослойной структурой W/Si, эффективно отражающей лучи ниже K -края поглощения W ($E = 69.5$ кэВ) [119].

Кремниевая пористая оптика. Создание следующего поколения рентгеновской оптики для крупных астрофизических и небольших миссий, таких как разведка планет, требует углового разрешения не хуже $5''$ и большой эффективной площади в несколько квадратных метров. Например, при энергии рентгеновского излучения 1 кэВ для телескопа с эффективной площадью 5 м^2 и с фокусным расстоянием 35 м необходимо около 1350 м^2 суперполированной зеркальной поверхности, и он будет иметь диаметр около 4.5 м [120]. Трудно предположить, что технология, основанная на создании метаоболочек, может решить поставленную задачу.

Было показано [100, 121–128], что кремниевая пористая оптика может служить новой технологией для создания следующего поколения рентгеновских телескопов. Выбор кремния в качестве материала для фокусирующей оптики не случаен: кремний имеет небольшую плотность (2.3 г/см^3), обладает хорошей прочностью, малым температурным коэффициентом линейного расширения и может быть отполирован с чрезвычайно высоким качеством. Процесс производства кремниевых пластин оптимизирован в полупроводниковой промышленности, что облегчает производство зеркал с заданными параметрами.

Форму поверхности зеркала, требуемую для оптики Вольтера I (или ее конического приближения), создают путем изгиба и укладки нескольких зеркал (рис. 11). Полированные кремниевые

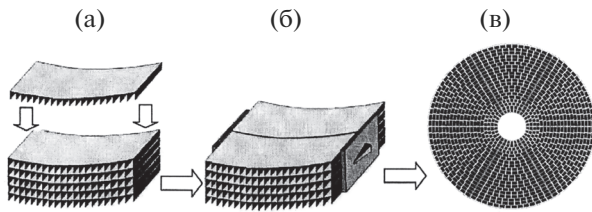


Рис. 11. Иллюстрация технологии изготовления кремниевой пористой оптической системы: несколько изогнутых зеркальных пластин с ребрами жесткости объединяются в зеркальные блоки (а); два блока соединены скобами для формирования зеркального модуля [127] (б); конфигурация ячеек объектива телескопа, распределенных по 20 кольцам радиусом 0.25–1.5 м и предназначенных для размещения ~1000 зеркальных модулей [100] (в).

пластины прямоугольной формой имеют две основные функциональные части: мембрану, действующую как зеркало, и ребра для соединения нескольких пластин (рис. 11а). Для улучшения отражательной способности рабочую поверхность зеркал покрывают металлической пленкой или многослойной структурой. Пластины эластично изгибаются и укладываются друг на друга, образуя зеркальный блок. Важным моментом является то, что пластины соединены без какого-либо клея посредством гидрофильного связывания активированных поверхностей. Для того чтобы получить конфигурацию Вольтера I, два блока кремниевой пористой оптики располагают друг за другом, юстируют и соединяют в зеркальный модуль (рис. 11б). Апертура рентгеновского телескопа заполняется сотнями зеркальных модулей. Пример с ~1000 зеркальными модулями, распределенными по 20 кольцам радиусом от 0.25 до 1.5 м, показан на рис. 11в. Благодаря тонкостенным порам, заключенным в жесткую структуру, кремниевая пористая система компактна и очень легка.

Одним из возможных технологических материалов, альтернативных кремнию, является стекло. Пористая оптическая система на основе стекла обеспечивает умеренное угловое разрешение по сравнению с кремнием, но она легче и уже достаточно хорошо разработана для использования в приборах на борту астрофизических миссий. Из-за низкой плотности кремния и стекла, а также малой толщины зеркальных элементов обе технологии подходят для обеспечения требуемого эффективного отношения апертуры/массы [110, 129, 130].

УСОВЕРШЕНСТВОВАННАЯ ОПТИКА КИРКПАТРИКА–БАЕЗА

Недостатком зеркал Киркпатрика–Баеза является aberrация кома, поскольку одиночное отражение не может удовлетворять условию Аббе. Зеркала Вольтера – идеальные устройства для рентгеновского изображения, так как они не ха-

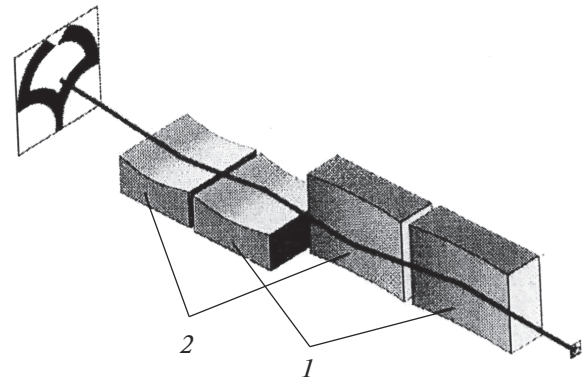


Рис. 12. Усовершенствованная оптическая система Киркпатрика–Баеза, состоящая из пары гиперболических (1) и эллиптических (2) зеркал [133].

рактируются aberrацией кома. Однако даже при использовании ультрасовременной технологии обработки слишком сложно изготовить зеркало Вольтера с достаточно высокой точностью, необходимой для реализации дифракционно-лимитированного разрешения, поскольку их рабочие поверхности расположены на внутренних поверхностях асферических фигур вращения. Таким образом, при изготовлении зеркал Вольтера серьезные ошибки формы неизбежны.

Кодема и др. [131] предложили преодолеть проблемы хроматической, коматической и aberrаций волнового фронта с использованием усовершенствованной оптической системы Киркпатрика–Баеза, которая состоит из двух одномерных зеркал Вольтера, ориентированных перпендикулярно друг другу (как в случае традиционной оптики Киркпатрика–Баеза), и сочетает в себе преимущества оптики Киркпатрика–Баеза и оптики Вольтера I (рис. 12). Такая система удовлетворяет условию синусов Аббе [132]. Кроме того, она использует почти плоские зеркала, которые могут быть легко изготовлены с точностью до 1 нм с применением существующих технологий. Таким образом, усовершенствованные зеркала Киркпатрика–Баеза имеют потенциал для реализации полномасштабной рентгеновской микроскопии без хроматической aberrации и с дифракционно-лимитированным разрешением.

Как показали результаты [131, 133, 134], последовательность расположения таких зеркал может быть различной. Например, горизонтальное изображение могут формировать первое и четвертое зеркала, а вертикальное – второе и третье (рис. 13а). В другой конфигурации гиперболические и эллиптические зеркала чередуются, т.е. горизонтальное изображение формируется первым и третьим зеркалом, а вертикальное – вторым и четвертым (рис. 13б).

Для демонстрации потенциала усовершенствованной зеркальной оптики Киркпатрика–

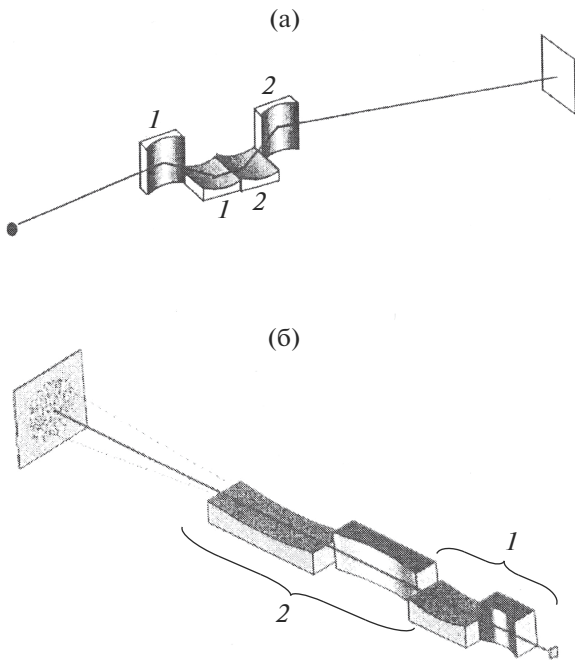


Рис. 13. Различные конфигурации усовершенствованных зеркал Киркпатрика–Баеза: 1 – гиперболические; 2 – эллиптические [131, 132].

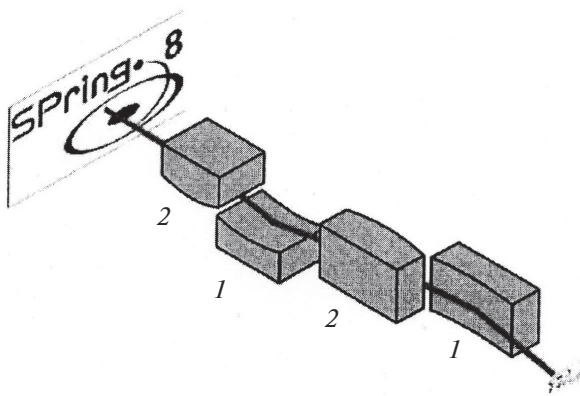


Рис. 14. Схема усовершенствованных вогнуто-выпуклых зеркал Киркпатрика–Баеза: 1 – эллиптических вогнутых (фокусирующих); 2 – гиперболических выпуклых (рассеивающих) [139].

Баеза была построена одномерная система, состоящая из эллиптического и гиперболического зеркал [132]. Лучшее пространственное разрешение, полученное в этом исследовании при энергии рентгеновского излучения 11.5 кэВ, составило 43 нм, что близко к дифракционному пределу.

Однако высокая степень свободы, обусловленная четырьмя разделенными зеркалами, затрудняет юстировку и стабильность оптической системы [135]. В [136] была представлена оптическая система на основе двух монолитных зеркал. Каждое зеркало имеет эллиптическую и гипербо-

лическую формы, зеркала расположены на общей подложке. Фиксированное положение эллипса и гиперболы, к которому очень чувствительно качество изображения, может обеспечить долговременную стабильность и эффективное использование подобной оптики. Тем не менее, изготовление такого зеркала сложнее, чем создание отдельных эллиптических или гиперболических зеркал. Использование модифицированной процедуры изготовления обеспечило точность формы ~1 нм. Изготовление высокоточной асферической поверхности до сих пор является сложной задачей. Напротив, изготовление сферической поверхности намного проще. Поэтому по-прежнему полезно найти способ микрофокусировки с использованием сферических зеркал [6, 137].

Система с четырьмя сферическими зеркалами в конфигурации усовершенствованной оптической системы Киркпатрика–Баеза (рис. 12) была предложена авторами [138]. Однако они не рассмотрели проблему компенсации сферической аберрации. В [137] была продемонстрирована возможность коррекции сферической аберрации с использованием тандема сферических зеркал. Например, когда два вогнутых отражателя имеют одинаковую кривизну, коррекция возможна при выполнении условия:

$$(1 + \sqrt{5})/2 \approx R\theta_1/(R\theta_2 - 2D). \quad (9)$$

Здесь R – радиус кривизны поверхностей отражателей, θ_1 и θ_2 – углы скольжения для каждого зеркала, а D – расстояние между зеркалами.

В рентгеновском микроскопе полного поля зрения с использованием усовершенствованной оптики Киркпатрика–Баеза для получения достаточно большого увеличения требуется обеспечить большое расстояние между зеркалами и детектором. С точки зрения эффективного размера пикселя детектора коэффициент увеличения объектива также важен для получения изображения с высоким разрешением. В [139–141] предлагается использовать две пары гиперболических выпуклых и эллиптических вогнутых зеркал (рис. 14) в качестве оптической системы для компактного рентгеновского микроскопа полного поля зрения с высоким коэффициентом увеличения и пространственным разрешением, близким к дифракционному пределу. Одномерная конфигурация предлагаемой зеркальной системы аналогична оптике Вольтера III. Поскольку оптическая система Вольтера III характеризуется самым коротким фокусным расстоянием из всех систем Вольтера, ее фокусное расстояние может быть на порядок короче, чем в усовершенствованной зеркальной оптической системе Киркпатрика–Баеза. Ожидаемое пространственное разрешение составляет приблизительно 40 нм с широким полем зрения более 10 мкм и общей длиной микроскопа около 2 м.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как было показано выше, рентгеновские фокусирующие оптические системы Киркпатрика–Баеза и Вольтера широко используются в различных областях науки. Каждая имеет свои преимущества и недостатки, но обе отличаются гибкостью конструкций, что может быть использовано при создании различных оптических схем [142–144].

Для дальнейшего прогресса аналитических методов, используемых в различных областях науки, необходимо обеспечить реализацию фокусировки, близкой к теоретическому пределу, что, в свою очередь, требует изготовления рентгеновских зеркал совершенной формы с ошибками субнанометрового диапазона и шероховатостью поверхности менее 0.3 нм. Поэтому крайне важно, чтобы методы обработки сверхвысокой точности и измерительная техника значительно продвинулись вперед. Для реализации фокусировки, близкой к теоретическому пределу, требуется чрезвычайно высокая точность изготовления поверхности зеркала.

Кроме того, методы измерения требуют более высоких точностей, чем методы обработки. Станут существенными не только улучшенная эффективность измерительного инструмента, но также измерительная среда. Приобретут значение физическая устойчивость всей системы, включая метрологическое устройство, оптические компоненты и механику. Будущее лабораторное пространство для метрологии желательно создать в подвале, где влияние вибрации уменьшено. Применение дополнительных измерительных стратегий должно будет повысить достижимую точность в метрологии *ex situ* для рентгеновской оптики [39].

Одним из наиболее очевидных преимуществ обсуждаемых методов фокусировки рентгеновских лучей является их многофункциональность, которая сочетает в себе различные методы рентгеновского анализа и визуализацию. Поэтому в последнее время привлекла к себе значительное внимание адаптивная оптика, которая в будущем поможет активно контролировать параметры оптических систем [145, 146]. Она позволит исследователям выполнять различные эксперименты без изменения фокусировки, а также компенсировать ошибки волнового фронта, введенные другими оптическими системами [19, 147].

Решение этих и других задач совершенствования рентгеновской отражательной оптики даст возможность оптическим системам Киркпатрика–Баеза и Вольтера соответствовать интенсивным когерентным рентгеновским источникам, таким как лазеры на свободных электронах и накопители синхротронного излучения новых поколений.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках вы-

полнения работ по Государственному заданию ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ice G.E., Budai J.D., Pang J.W.L.* // Science. 2011. V. 334. № 6060. P. 1234.
2. *Лидер В.В.* // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтр. исслед. 2017. № 11. С. 7.
3. *Арустов В.В., Шабельников Л.Г.* // УФН. 2008. Т. 178. № 1. С. 61. (*Aristov V.V., Shabel'nikov L.G.* // Phys. Usp. 2008. V. 51. № 1. P. 57.)
4. *Michette A.G.* Optical Systems for Soft X-Rays. N.Y.—London: Plenum Press, 1986. (*Мишеч А.* Оптика мягкого рентгеновского излучения. М: Мир, 1989. 352 с.)
5. *Marshall F.J.* // Rev. Sci. Instrum. 2012. V. 83. P. 10E518.
6. *Xie Q., Mu B., Li Y. et al.* // Opt. Express. 2017. V. 25. № 3. P. 2608.
7. *Dyson J.* // Proceed. Phys. Soc. London. B. 1952. V. 65. P. 580.
8. *Hignette O., Rostaing G., Cloetens P. et al.* // Proceed. SPIE. 2001. V. 4499. P. 105.
9. *Suzuki Y., Uchida F.* // Rev. Sci. Instrum. 1992. V. 63. P. 578.
10. *Kirkpatrick P., Baez A.V.* // J. Opt. Soc. Am. 1948. V. 38. P. 766.
11. *Mimura H., Matsuyama S., Yumoto H. et al.* // Jpn. J. Appl. Phys. 2005. V. 44. № 18. P. L539.
12. *Выхляев Д.А., Гаврилов Д.С., Какшин А.Г. и др.* // Квантовая электроника. 2011. Т. 41. № 3. С. 234.
13. *Thathachari Y.T.* // Proceed. Indian Acad. Sci. A. 1953. V. 37. P. 41.
14. *Montel M.* // X-ray Microscopy and Microradiography. N.Y.: Academic Press, 1957. P. 177.
15. *Verman B., Jiang L., Kim B. et al.* // Adv. X-Ray Anal. 2000. V. 42. P. 321.
16. *Liu W., Ice G.E., Assoufid L. et al.* // J. Synchr. Rad. 2011. V. 18. P. 575.
17. *Resta G., Khaykovich B., Moncton D.* // J. Appl. Crystallogr. 2015. V. 48. № 2. P. 558.
18. *Rehn V.* // AIP Conf. Proceed. 1981. V. 75. P. 162.
19. *Yamauchi K., Mimura H., Kimura T.* // J. Phys.: Condens. Matt. 2011. V. 23. P. 394206.
20. *Padmore H.A., Howells M.R., Irick S.C. et al.* // Proceed. SPIE. 1996. V. 2856. P. 145.
21. *Eng P.J., Newville M., Rivers M.L., Sutton, S.R.* // Proceed. SPIE. 1998. V. 3449. P. 145.
22. *Howells M.R., Cambie D., Duarte R.M. et al.* // Opt. Engin. 2000. V. 39. P. 2748.
23. *Das N.C., Jha S.N., Bhattacharyya D. et al.* // Sadhana. 2004. V. 29. P. 545.
24. *MacDowell A.A., Celestre R., Chang C.-H. et al.* // Proceed. SPIE. 1997. V. 3152. P. 126.
25. *Barrett R., Baker R., Cloetens P. et al.* // Proceed. SPIE. 2011. V. 8139. P. 813904.
26. *Mori Y., Yamamura K., Sano Y.* // Rev. Sci. Instrum. 2000. V. 71. P. 4620.
27. *Mori Y., Yamauchi K., Yamamura K., Sano Y.* // Rev. Sci. Instrum. 2000. V. 71. P. 4627.
28. *Yamamura K., Yamauchi K., Mimura H. et al.* // Rev. Sci. Instrum. 2003. V. 74. P. 4549.
29. *Mori Y., Yamauchi K., Endo K.* // Precision Engin. 1988. V. 10. P. 24.

30. Yamauchi K., Mimura H., Inagaki K., Mori Y. // Rev. Sci. Instrum. 2002. V. 73. P. 111.
31. Yamauchi K., Yamamura K., Mimura H. et al. // Jpn. J. Appl. Phys. 2003. V. 42. P. 7129.
32. Yumoto H., Mimura H., Matsuyama S., Hara H. // Rev. Sci. Instrum. 2005. V. 76. P. 063708.
33. Liu Ch., Assoufid L., Macrander A.T. et al. // Proceed. SPIE. 2002. V. 4782. P. 104.
34. Liu W., Ice G.E., Tischler J.Z. et al. // Rev. Sci. Instrum. 2005. V. 76. P. 113701.
35. Liu Ch., Ice G.E., Liua W. et al. // Appl. Surf. Sci. 2012. V. 258. P. 2182.
36. Mimura H., Yumoto H., Matsuyama S. // Rev. Sci. Instrum. 2005. V. 76. P. 045102.
37. Kimura T., Ohashi H., Mimura H. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2010. V. 616. P. 229.
38. Siewert F., Buchheim J., Boutet S. et al. // Opt. Express. 2012. V. 20. № 4. P. 4525.
39. Siewert F., Buchheim J., Zeschke T. et al. // J. Synchr. Rad. 2014. V. 21. P. 968.
40. Hignette O., Cloetens P., Morawe C. et al. // AIP Conf. Proceed. 2007. V. 879. P. 792.
41. Morawe Ch., Osterhoff M. // X-Ray Opt. Instrum. 2010. V. 2010. P. 479631.
42. Pardini T., McCarville T.J., Walton Ch.C. et al. // Proceed. SPIE. 2013. V. 8850. P. 88500E.
43. An N., Du X., Wang Q. et al. // Proceed. SPIE. 2014. V. 9211. P. 921101.
44. Brejnholt N.F., Ayers J.J., McCarville T.J. et al. // Proceed. SPIE. 2015. V. 9591. P. 95910J.
45. Hignette O., Cloetens P., Rostaing G. et al. // Rev. Sci. Instrum. 2005. V. 76. P. 063709.
46. Hudec R. // X-Ray Opt. Instrum. 2010. V. 2010. P. 139148.
47. Bean R.J., Aquila A., Samoylova L., Mancuso A.P. // J. Opt. 2016. V. 18. P. 074011.
48. Kim J., Kim H.-Y., Park J. et al. // J. Synchr. Rad. 2018. V. 25. P. 289.
49. Mokso R., Cloetens P., Maire E. et al. // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 90. P. 144104.
50. Suzuki M., Kim K.-J., Kim S. et al. // Appl. Phys. Express. 2018. V. 11. P. 036601.
51. Iida A., Noma T., Miyata H., Hirano K. // Rev. Sci. Instrum. 1995. V. 66. P. 1373.
52. Budai J.D., Liu W., Tischler J.Z. et al. // Thin Solid Films. 2008. V. 516. P. 8013.
53. Kunz M., Tamura N., Chen K. // Rev. Sci. Instrum. 2009. V. 80. P. 035108.
54. Bakulin A.S., Durbin S.M., Liu C. et al. // Proceed. SPIE. 1998. V. 448. P. 218.
55. Matsuyama S., Shimura M., Mimura H. et al. // X-Ray Spectr. 2009. V. 38. P. 89.
56. Shimura M., Saito A., Matsuyama S. et al. // Cancer Res. 2005. V. 65. P. 4998.
57. Shimura M., Shindou H., Szyrwił L. et al. // FASEB J. 2016. V. 30. № 12. P. 4149.
58. Khakurel K.P., Kimura T., Nakamori H. et al. // J. Synchr. Rad. 2017. V. 24. № 1. P. 142.
59. Mimura H., Yumoto H., Matsuyama S. et al. // Nature Commun. 2014. V. 5. P. 3539.
60. Yamauchi K., Yabashi M., Ohashi H. et al. // J. Synchr. Rad. 2015. V. 22. P. 592.
61. Döring F., Robisch A.L., Eber C. et al. // Opt. Express. 2013. V. 21. № 16. P. 19311.
62. Лудер В.В. // УФН. 2017. Т. 187. № 2. С. 201. (Lider V.V. // Phys. Usp. 2017. V. 60. № 2. P. 187.)
63. Bradley D.K., Bell P.M., Landen O.L. et al. // Rev. Sci. Instrum. 1995. V. 66. P. 716.
64. Gao G., He K., Tian J. et al. // Opt. Express. 2017. V. 25. № 8. P. 8721.
65. Benedetti L.R., Holder J.P., Perkins M. et al. // Rev. Sci. Instrum. 2016. V. 87. P. 023511.
66. Wang W., Fang Zh.-H., Jia G. et al. // Eur. Phys. J. D. 2014. V. 68. P. 129.
67. Yi Sh., Mu B., Zhu J. et al. // Chin. Opt. Lett. 2014. V. 12. № 8. P. 083401.
68. Marshall F.J., Oertel J.A. // Rev. Sci. Instrum. 1997. V. 68. P. 735.
69. Marshall F.J., Allen M.M., Knauer J.P. et al. // Phys. Plasmas. 1998. V. 5. № 4. P. 1118.
70. Yi Sh., Mu B., Wang X. et al. // Chin. Opt. Lett. 2014. V. 12. P. 013401.
71. Rosch R., Boutin J.Y., le Breton J.P. et al. // Rev. Sci. Instrum. 2007. V. 78. P. 033704.
72. Yi Sh., Zhang Zh., Huang Q. et al. // Rev. Sci. Instrum. 2016. V. 87. P. 103501.
73. Li Y., Mu B., Xie Q. et al. // Appl. Opt. 2017. V. 56. № 12. P. 3311.
74. Marshall F.J., Bahr R.E., Goncharov V.N. et al. // Rev. Sci. Instrum. 2017. V. 88. № 9. P. 093702.
75. Yi Sh., Zhang Zh., Huang Q. // Rev. Sci. Instrum. 2018. V. 89. P. 036105.
76. Joy M.K., Kolodziejczak J.J., Weisskopf M.C. et al. // Proceed. SPIE. 1994. V. 2279. P. 283.
77. Fabricant D.G., Cohen L.M., Gorenstein P. // Appl. Optics. 1988. V. 27. № 8. P. 1456.
78. Hudec R., Sik J., Lorenc M. et al. // Proceed. SPIE. 2011. V. 8076. P. 807604.
79. Hudec R., Maršíková V., Mika M. et al. // Proceed. SPIE. 2009. V. 7437. P. 74370S.
80. Willingale R., Spaan F.H. // Proceed. SPIE. 2009. V. 7437. P. 74370B.
81. Hudec R., Pína L., Semencova V. et al. // Proceed. SPIE. 2017. V. 10567. P. 105673L.
82. Hudec R., Maršíková V., Pína L. et al. // Proceed. SPIE. 2017. V. 10565. P. 105652U.
83. Hudec R., Pína L., Maršíková V. et al. // Contrib. Astron. Obs. Skalnaté Pleso. 2018. V. 48. P. 437.
84. Abbe E. // Jenaisch. Ges. Med. Naturw. 1878. S. 129.
85. Wolter H. // Ann. Phys. 1952. B.10. S. 94.
86. Schwarzschild K. // Abh. Wiss. Göttingen. 1905. B. IV. № 2.
87. Wolter H. // Ann. Phys. 1952. B. 10. S. 286.
88. Conconi P., Campana S. // Astronomy Astrophys. 2001. V. 372. P. 1088.
89. Лудер В.В. // УФН. 2018. Т. 188. № 10. С. 1081. (Lider V.V. // Phys. Usp. 2018. V. 61. № 10. P. 980.)
90. Onuki T., Sugisaki K., Aoki S. // J. Electr. Spectrosc. Relat. Phenom. 1996. V. 80. P. 37.
91. Aoki S., Ogata T., Sudo S., Onuki T. // Jpn. J. Appl. Phys. 1992. V. 31. Pt. 1. № 10. P. 3477.
92. Aoki S., Takeuchi A., Ando M. // J. Synchr. Rad. 1998. V. 5. P. 1117.
93. Ogata T., Iimura K., Aoki S. et al. // J. Electr. Spectr. Rel. Phenomena. 1996. V. 80. P. 357.
94. Yamamoto K., Watanabe N., Takeuchi A. et al. // J. Synchr. Rad. 2000. V. 7. P. 34.
95. Ohigashi T., Watanabe N., Yokosuka H. et al. // J. Synchr. Rad. 2002. V. 9. № 3. P. 128.
96. Takano H., Yokota K., Aoki S. // Jpn. J. Appl. Phys. 1999. V. 38. P. L1485.

97. *Hoshino M., Aoki S.* // Jpn. J. Appl. Phys. 2006. V. 45. № 2A. P. 989.
98. *Hoshino M., Aoki S.* // Appl. Phys. Express. 2008. V. 1. P. 067005.
99. *O'Dell S.L., Brissenden R.J., Davis W.N. et al.* // Proceed. SPIE. 2010. V. 7803. P. 78030H.
100. *Wille E., Bavdaz M.* // Acta Astronautica. 2015. V. 116. P. 50.
101. *Gaskin J.A., Christe S.D., Elsner R.F. et al.* // Proceed. SPIE. 2014. V. 9144. P. 91443Z.
102. *Probst A.-C., Döhring T., Stollenwerk M. et al.* // Proceed. SPIE. 2016. V. 10562. P. 105621E.
103. *Saha T.T., McClelland R.S., Zhang W.W.* // Proceed. SPIE. 2014. V. 9144. P. 914418.
104. *Saha T., Zhang W., McClelland R.* // Proceed. SPIE. 2017. V. 10399. P. 103990I.
105. *Aschenbach B.* // Appl. Opt. 1988. V. 27. P. 1404.
106. *De Chambure D., Laine R.R., van Katwijk K. et al.* // ESA Bull. 1999. V. 100. P. 30.
107. *Beaucamp A., Namba Y.* // CIRP Ann. 2013. V. 62. P. 315.
108. *Serlemitsos P.J., Soong Y.* // Astrophys. Space Sci. 1996. V. 239. P. 177.
109. *Hoshino M., Aoki S., Watanabe N., Hirai S.* // Proceed. SPIE. 2004. V. 5533. P. 85.
110. *Ghigo M., Canestrari R., Proserpio L. et al.* // Proceed. SPIE. 2008. V. 7011. P. 70111F.
111. *Salmaso B., Basso S., Brizzolari C. et al.* // Proceed. SPIE. 2014. V. 9151. P. 91512W.
112. *Winter A., Breunig E., Friedrich P., Proserpio L.* // Proceed. SPIE. 2017. V. 10563. P. 105632I.
113. *Serlemitsos P.J.* // Appl. Opt. 1988. V. 27. № 8. P. 1447.
114. *Mu B., Liu H., Jin H. et al.* // Chin. Opt. Lett. 2012. V. 10. № 10. P. 103401.
115. *Madsen K.K., Christensen F.E., Craig W.W. et al.* // J. Astron. Telesc. Instrum. Syst. 2017. V. 3. № 4. P. 044003.
116. *Serlemitsos P.J., Soong Y., Chan K.-W. et al.* // Pub. Astron. Soc. Jpn. 2007. V. 59. P. 9.
117. *Petre R.* // X-ray Opt. Instrum. 2010. V. 2010. P. 412323.
118. *McClelland R.S.* // Proceed. SPIE. 2017. V. 10399. P. 1039908.
119. *Harrison F.A., Craig W.W., Christensen F.E. et al.* // Astrophys. J. 2013. V. 770. P. 103.
120. *Collon M.J., Günther R., Ackermann M. et al.* // Proceed. SPIE. 2008. V. 7011. P. 70111E.
121. *Beijersbergen M., Kraft S., Bavdaz M. et al.* // Proceed. SPIE. 2004. V. 5539. P. 104.
122. *Wallace K., Bavdaz M., Gondoin P. et al.* // Proceed. SPIE. 2009. V. 7437. P. 74370T.
123. *Olde Riekerink M.B., Lansdorp B., de Vreede L.J. et al.* // Proceed. SPIE. 2009. V. 7437. P. 74370U.
124. *Bavdaz M., Collon M., Beijersbergen M. et al.* // X-Ray Opt. Instrum. 2010. V. 2010. P. 295095.
125. *Zhang W.W., Biskach M.P., Blake P. N. et al.* // Proceed. SPIE. 2012. V. 8443. P. 84430S.
126. *Collon M.J., Vacanti G., Günther R. et al.* // Proceed. SPIE. 2015. V. 9603. P. 96030K.
127. *Wille E., Wallace K., Bavdaz M. et al.* // Proceed. SPIE. 2010. V. 10565. P. 105652L.
128. *Westergaard N.J., Ferreira D.D.M., Massahi S.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2017. V. 873. P. 5.
129. *Spiga D., Barbera M., Basso S. et al.* // Proceed. SPIE. 2014. V. 9208. P. 92080A.
130. *Salmaso B., Civitani M., Brizzolari C. et al.* // Exp. Astron. 2015. V. 39. P. 527.
131. *Kodama R., Ikeda N., Kato Y. et al.* // Opt. Lett. 1996. V. 21. № 17. P. 1321.
132. *Matsuyama S., Kidani N., Mimura H. et al.* // Proceed. SPIE. 2011. V. 8139. P. 813905.
133. *Matsuyama S., Emi Y., Kohmura Y. et al.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2013. V. 463. P. 012017.
134. *Matsuyama S., Kidani N., Mimura H. et al.* // Opt. Express. 2012. V. 20. P. 10310.
135. *Matsuyama S., Fujii M., Yamauchi K.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2010. V. 616. P. 241.
136. *Matsuyama S., Kino H., Yasuda S. et al.* // Proceed. SPIE. 2015. V. 9592. P. 959208.
137. *Suzuki Y., Takeuchi A.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2013. V. 463. P. 012019.
138. *Sauneuf R., Dalmaso J.M., Jalinaud T. et al.* // Rev. Sci. Instrum. 1997. V. 68. № 9. P. 3412.
139. *Yamada J., Matsuyama S., Yasuda S. et al.* // Proceed. SPIE. 2017. V. 10386. P. 103860C.
140. *Yamada J., Matsuyama S., Sano Y., Yamauchi K.* // Appl. Opt. 2017. V. 56. № 4. P. 967.
141. *Yamada J., Matsuyama S., Hata K. et al.* // Microsc. Microanal. 2018. V. 24. (S. 2). P. 274.
142. *Harvey J.E., Krywonos A., Thompson P.L., Saha T.T.* // Appl. Opt. 2001. V. 40. № 1. P. 136.
143. *Chen Sh., Ma Sh., Wang Zh.* // Chin. Opt. Lett. 2016. V. 14. № 12. P. 123401.
144. *Huang Y.H., Liu Z.Y., Fu Y.G., Wang J.K.* // Appl. Opt. 2018. V. 57. № 5. P. 983.
145. *Kimura T., Matsuyama S., Yamauchi K., Nishino Y.* // Opt. Express. 2013. V. 21. № 8. P. 9267.
146. *Goto T., Matsuyama S., Hayashi H. et al.* // Opt. Express. 2018. V. 26. № 13. P. 17477.
147. *Gorenstein P.* // Proceed. SPIE. 2013. V. 8861. P. 88611P.

Kirkpatrick–Baez and Wolter X-Ray Focusing Optics (Review)

V. V. Lider

The principle of operation, the distinctive features and the possibilities of using Kirkpatrick–Baez and Wolter focusing X-ray optics are considered. Various optical schemes of Kirkpatrick–Baez's optics (classical, conical, and advanced) and various line-ups of Wolter mirrors ("nested", conical, and porous) are described. The possibilities and methods for eliminating optical aberrations are considered. Special attention is paid to the use of focusing optics in full-field X-ray microscopes and X-ray telescopes.

Keywords: X-rays, X-ray optics, X-ray mirrors, surface shape, focusing, aberrations.